LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

V. — ÉLECTRICITÉ ET MAGNÉTISME.

ÉLECTROTECHNIQUE.

Bobines à noyau de fer à grand rendement; PARTRIDGE G. F. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 485-494). — Il s'agit de la construction de bobines présentant une valeur convenable de $\frac{L\omega}{R}$ aux fréquences acoustiques. On traite successivement les cas suivants : noyau de fer continu, noyau avec entrefer. Pour pouvoir profiter des faibles pertes du permalloy, il faut un entrefer; pour une fréquence donnée, il y aurait un entrefer optimum; des formules permettent de le calculer; elles contiennent des constantes caractéristiques de la forme des bobines. Inversement, l'entrefer détermine la fréquence caractéristique de la bobine. Des courbes théoriques et des mesures sont données; l'accord est satisfaisant jusqu'aux fréquences 2000 environ. Les mêmes principes s'appliquent aux noyaux « composés », à la fois à faibles pertes et à basse perméabilité effective. — E. DARMOIS.

ÉLECTRONIQUE.

Sur l'existence et la grandeur des charges électroniques; LANDÉ A. (*J. Frank. Inst.*, 1940, **229**, 767-774). — Éclaircissements théoriques relatifs à la théorie de l'électron-point de Dirac (*Proc. roy. Soc.*, 1938, **167** A, 148; cf. **9**, 300 **D.**). Les tentatives antérieures de l'auteur (1939) ont été rectifiées par Born. Pour avoir une solution de l'équation intégrale donnant l'amplitude de probabilité, il faut considérer à la fois les potentiels avancé et retardé de Dirac et des phases avancées et retardées. On trouve alors une équation transcendante pour $\mu = \alpha\gamma$ (α, constante de structure fine de Sommerfeld; γ, facteur numérique de Dirac). La plus petite « eigen-value » est 0,0299.
E. DARMOIS.

Mesure directe de la masse d'un mésoton, précédée d'un résumé des preuves expérimentales de l'existence du mésoton; LEPRINE-RINGUET L., NAGEOTTE E., GORODETZKY S. et RICHARD-FOY R. (*J. Phys.*, 1941, **2**, 63-71).

Émission électronique secondaire totale du nickel polycristallin, du chlorure de sodium et du chlorure de potassium; SAEGUSA H. et MATSUMOTO T. (*Sc. rep. Tohoku*, 1939, **28**, 245-260). — Étude de l'émission électronique secondaire totale de Ni polycristallin et des pellicules de ClNa et ClK obtenues par évaporation de solutions pour le domaine de potentiel de 1 à 40 V. Plusieurs maxima apparaissent dans l'émission électronique secondaire de Ni polycristallin, qui coïncident avec les résultats de Rao R. (*Proc. roy. Soc.*, 1930, **128**, 41; cf. **1**, 942 **D.**). — Dans l'émission électronique secondaire du film de ClNa, on trouve deux maxima à 14 et à 23 V, tandis que dans le cas de ClK, un seul maximum apparaît distinctement à 7,4 V, très près du maximum d'absorption de la lumière pour ClK. — MARQUIS.

Recherches sur les substances cathodiques. I. Sur le « modèle de zone » des cathodes d'oxydes; UEHARA Y. et TAKAHASI M. (*Bull. Chem. Soc. Japan*, 1940, **15**, 15-21). — Les auteurs proposent un « modèle de zone » basé sur la théorie de mécanique quantique de l'état solide qui peut expliquer complètement le mécanisme de l'émission thermo-ionique et les autres propriétés des cathodes d'oxydes. — MARQUIS.

Le rôle du cuivre dans la cathode tungstène-cuivre-baryum; BRÜNING K. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 285-290). — Les fils étudiés ont 50 μ de diamètre;

ils sont cuivrés dans un bain de composition donnée; l'épaisseur de Cu est 1 à 2 μ. Le baryum provient de N_6Ba; on indique le procédé de dépôt. Les températures sont mesurées avec un micropyromètre pour $\lambda = 655$ μμ. En chauffant au-dessus du point de fusion du cuivre (1356° K), on n'observe aucune variation de l'éclat de la partie cuivrée; il se trouve que le pouvoir émissif de Cu après fusion et solidification est à peu près le même que celui de W. Divers essais infructueux ont été faits pour déceler la vaporisation de Cu. On essaie ensuite une désactivation de diverses cathodes W—Ba et W—Cu—Ba, chauffées au-dessus de la température habituelle de fonctionnement, vers 1300-1400° K. En variant les conditions de la désactivation, on peut montrer que Cu et Ba forment un alliage dans lequel W n'intervient pas du tout (microphotographies). L'alliage colle mieux au tungstène que chacun de ses constituants.

On détermine le « travail de sortie » pour une cathode W—Cu—Ba, en admettant l'équation

$$\ln i_s - 2\ln T = \ln A - \frac{\varepsilon\varphi}{kT}.$$

On trouve

$$\varphi = 1{,}05 \text{ V}.$$

A (par cm²) est de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} (Amp/cm²-degré²). Il n'y a aucune variation de φ quand on atteint le point de fusion de Cu. — E. Darmois.

Compensation de tension photoélectrique; Ender F. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 297-301). — Étude d'un montage suggéré par Wulff (*Ibid.*, 1936, **37**, 269). L'auteur croit démontrer que le montage n'est pas plus sensible qu'un voltmètre.

Réponse à la communication précédente de Ender; Wulff P. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 302). — L'auteur a déjà signalé que son dispositif ne donne qu'une compensation approchée; les suppositions de Ender touchant le galvanomètre et son éclairage sont fausses. — E. Darmois.

Méthodes et résultats des recherches nouvelles sur le noyau; Hoffmann G. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 514-522). — Exposé général. On y parle du spectrographe de masse (masses des noyaux, isotopes rares, simplicité des éléments obtenus par rupture de noyaux). Suivent les indications sur les moments des noyaux (structure fine, rayons moléculaires), sur les forces entre noyaux, les réactions nucléaires. On parle ensuite du cycloton, des isotopes H^3 et He^3, de la rupture du noyau d'uranium, des rayons cosmiques (méson, gerbes d'électrons). — E. Darmois.

Contribution à la démonstration de l'effet photoélectrique avec la lampe à effluves; Metger B. A. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 508-510). — Les théories de la décharge supposent depuis longtemps une action photoélectrique de la lumière sur la cathode. L'auteur a mis cet effet en évidence avec les lampes 110 V à électrodes recouvertes d'une préparation au baryum. Il a pu mesurer le courant photoélectrique avec des lampes Osram-nid d'abeilles. Des courbes reproduisent la variation de ce courant avec la tension pour un éclairement donné (500 lux). Les courants sont assez forts pour actionner un relais après amplification.

Si la tension est maintenue au-dessous de celle d'allumage ($V = 60$ V par exemple), le courant est fonction linéaire de l'éclairement; les courants sont à peu près quatre fois plus grands pour la lumière du jour que pour celle d'une lampe à incandescence (sensibilité au bleu). La lampe peut donc remplacer une cellule photoélectrique dans quelques applications, en particulier pour les expériences de cours.

E. Darmois.

La cellule photoélectrique en haute fréquence et ses applications; Grivet P. (*Ann. Physique*, 1942, **17**, 72-157). — Montage nouveau de deux cellules en opposition atteignant un amplificateur accordé, qui remplace avec beaucoup d'avantages la seconde cellule de Kerr des stroboscopes, haute fréquence, classiques, du type créé par Karolus, Mittelstedt et Gaviola. La cellule, sous la forme moderne des multiplicateurs électroniques, permet aussi de mesurer commodément l'efficacité des modulateurs de lumière; un de ces appareils a été employé dans un montage original très simple, pour étudier, à ce point de vue, les tubes de Geissler à électrodes extérieures. Le taux de modulation a pu être mesuré à 0,02 près, en alimentant les tubes avec un émetteur stabilisé en amplitude comme en fréquence. La cellule photoélectrique manifeste des propriétés nouvelles dans le domaine des hautes fréquences où le temps que mettent les électrons à aller de la cathode à l'anode n'est plus négligeable devant la période de modulateurs de la lumière. Les électrons ne transportent plus le courant par convection seulement, mais ils agissent aussi par influence électrostatique, et cet effet modifie profondément la caractéristique courant-tension de la cellule. En particulier, le courant haute fréquence continue à exister lorsqu'un électron a atteint l'anode, et il devient maximum lorsqu'une sorte de résonance se produit entre la période de modulation et le temps de transit des électrons. Théorie détaillée qui permet de prévoir quantitativement les caractéristiques expérimentales de ce phénomène.

Cellules photoélectriques pour le visible; Görlich P. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 504-505). — Étude de cellules à cathode d'antimoine et d'alliage antimoine-lithium; le maximum de sensibilité se trouve entre 4 000 et 5 000 Å; la sensibilité est bonne : 60 μ A/lumen pour la lumière d'une lampe à ruban de tungstène. — Mme E. Vassy.

Émission secondaire des films d'argent sur platine; Hastings A. E. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 695-699). — Mesures de l'émission secondaire totale et de la distribution énergétique pour des films d'épaisseur connue. Détermination de la profondeur de l'origine de l'émission secondaire totale en fonction de l'énergie primaire, et de la profondeur de l'origine des secondaires ayant une énergie donnée. Pratiquement, tous les secondaires issus de primaires de 20 eV proviennent de profondeurs inférieures à 15 couches atomiques, et ceux issus de primaires à 50 eV viennent de couches au-dessous de la 30e. Pour les énergies primaires plus élevées, il y a émission jusqu'à la 150e couche. — B. Vodar.

Sur la variation angulaire de l'émission électronique secondaire des isolants; SALOW H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 434-442). — On possède sur la question des renseignements surtout qualitatifs, dus aux travaux de Wehnelt et ses élèves (1925-1937); ils ont cru déceler une discontinuité dans l'émission secondaire (E. S.) qui se produirait pour un certain angle d'incidence des électrons primaires. Ils l'ont comparée à une réflexion totale des ondes électroniques primaires. Des considérations plus récentes de Frölich et Wooldridge montrent qu'un tel effet ne doit pas exister. Le dispositif expérimental a déjà été employé dans un travail précédent (*Z. techn. Phys.*, 1940, **21**, 8). Il consiste essentiellement dans l'emploi de deux courants électroniques primaires i_1 et i_2 (deux canons); i_1 est interrompu périodiquement et i_2 est continu; le facteur d'émission secondaire S du premier est > 1, l'autre < 1. La surface de l'isolant se charge ainsi alternativement + et — d'où un courant alternatif de déplacement i_3 dans l'isolant; ce courant est proportionnel à i_1; on peut tirer de son inscription les amplitudes de i_1 et i_3. Les isolants employés sont : mica, verre, Zn S. On peut incliner la plaque de 0° à 70° et déterminer la variation de l'E. S. (courbes) sous des tensions d'accélération variant de 100 à 4 000 V. On trouve une loi de variation ressemblant à celle des métaux. En admettant, pour la perte de vitesse des électrons primaires, la loi de Thomson-Widdington, on peut établir une formule qui représente bien la variation de l'E. S. avec φ et V. On a pu montrer que la discontinuité de Wehnelt n'était qu'une apparence due au montage; elle apparaît quand le facteur d'E. S. atteint la valeur 1, ce qui change le signe de la charge de l'isolant. — E. DARMOIS.

Effet de lentille cylindrique du champ non homogène d'un condensateur sur les électrons; HERZOG R. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 18-26). — Pour calculer la déviation électrique de particules chargées dans un condensateur plan, on suppose d'habitude le champ homogène entre les plaques et nul à l'extérieur. Le champ étant supposé limité par un écran plus ou moins épais, on calcule la déviation réelle produite et on la compare à celle d'un champ homogène dépassant légèrement les plaques. Un abaque donne la largeur de ce champ de remplacement. Les particules qui traversent suivant l'axe ont la même déviation dans les deux champs; celles qui traversent en dehors de l'axe ont une déviation différente dans le champ réel et le champ fictif. L'angle supplémentaire $\Delta\alpha$ est proportionnel à la distance à l'axe; on peut donc remplacer le champ inhomogène par une lentille dont une formule et des abaques donnent la distance focale. Dans tous les cas pratiques, la distance focale est très grande et l'on peut négliger l'effet de cette lentille supplémentaire. — E. DARMOIS.

Diffusion et polarisation des électrons; ROSE M. E. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 280-288). — Étude théorique rendant compte de la faible polarisation des électrons observée dans les expériences sur la double diffusion ou la diffusion anormalement faible des électrons rapides (500 kV) dans les éléments lourds. On suppose que le champ n'est pas coulombien au voisinage du noyau. On considère que le rayon d'action des forces anormales est de l'ordre du rayon de l'électron (ou du noyau), de sorte que ce rayon d'action reste toujours considérablement inférieur à la longueur d'onde de l'électron; par suite, on n'a besoin de considérer que les électrons s 1/2 et p 1/2. On trouve que les différences de phase provenant des déviations à la loi de Coulomb sont trop faibles pour rendre compte de la diffusion et de l'asymétrie observées, à moins que la fonction d'onde interne soit égale à la limite à la partie irrégulière de la fonction externe. En général, cela est possible pour les fonctions s 1/2 ou p 1/2; les résultats relatifs à l'or sont les suivants, dans le cas où une seule onde est diffractée : pour s 1/2, l'asymétrie a un minimum, qui, pour les faibles énergies, 100 à 300 kV, est 5 ou 6 fois supérieur aux valeurs observées; aux énergies de 500 kV l'intensité diffractée a une valeur minimum égale à 25 à 40 pour 100 de celle de Coulomb, ce qui concorde peut-être avec l'expérience dans la limite des erreurs. L'asymétrie est alors de 5 pour 100. Si seules les ondes p 1/2 sont diffractées anormalement, on obtient, par le calcul, les valeurs correctes aux faibles énergies. Aux fortes énergies la diffraction minimum est les 70 à 80 pour 100 de celle de Coulomb. De sorte que, pour être d'accord avec les observations, il faut supposer, soit un grand rayon d'action, soit une forme spéciale de la loi de fonction de force. On discute la nature de ces forces. Il semble, en définitive, qu'on doit chercher l'explication des phénomènes étudiés ailleurs que dans la non-observation des lois de Coulomb.

B. VODAR.

Un support de couche stable aux hautes températures et solide pour des clichés d'interférences électroniques et des recherches au moyen du microscope électronique; HASS G. et KEHLER H. (*Koll. Z.*, 1941, **95**, 26-29). — Pour certaines préparations d'épaisseur inférieure à 10^{-5} cm, les auteurs ont éliminé l'emploi de pellicules de collodion, peu stable à haute température, celui du mica trop épais et proposent des couches minces de O_3Al_2 qu'on peut fabriquer de manière reproductible à partir de feuilles minces d'Al qu'on oxyde par la méthode d'Evans. Pour les clichés d'interférence, ce support est peu gênant, car ses propres interférences varient extrêmement peu avec la température. On montre comme exemple les photographies sur ce support de globules sanguins et d'Ag.

ÉLECTRICITÉ DANS LES GAZ. IONISATION. DÉCHARGES.

Ionisation thermique du baryum; SRIVASTAVA B. N. (*Proc. roy. Soc.*, 1940, **175** A, 26-35). — L'appareil employé est celui de Saha et Tandon; la haute température est produite dans un tube de graphite chauffé par un courant de l'ordre de 1000 A; la vapeur de Ba s'y dissocie en ions et électrons; elle diffuse ensuite par un trou dans un espace où l'on mesure les charges par un cylindre de Faraday.

Les mesures donnent la constante de dissociation $K = \frac{p_{Ba^+} \cdot p_e}{p_{Ba}}$. Les résultats obtenus sont comparés à ceux exigés par la théorie. L'énergie d'ionisation effective à 1500° C serait 114,1 cal/kg; le potentiel d'ionisation (5,19 V) correspond à 119,5 cal/kg. La théorie donne 114,4. — E. DARMOIS.

La section transversale pour les changements de charge et l'ionisation par les ions métalliques à grande vitesse dans l'hydrogène et dans l'hélium; SHERWIN C. W. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 814-821). — Méthode expérimentale permettant l'étude séparée de l'ionisation primaire et des effets de changement de charge d'un rayonnement d'ions positifs. On a mesuré les sections transversales pour les changements de charge et pour l'ionisation sur les ions Gl^+, B^+, B^{++}, C^+, C^{++}, Al^+, Al^{++}, K^+, Fe^+, Fe^{++}, Fe^{+++}, Cu^+, Cu^{++} et Cu^{+++} se déplaçant dans H_2 et dans He avec des vitesses correspondant à des potentiels accélérateurs compris entre 6 000 et 24 000 V. Dans le cas du changement de charge, la section transversale est indépendante de la forme et des dimensions des collecteurs utilisés dans les mesures. Les ions formés dans le gaz par ionisation primaire présentent une grande différence d'énergie avec ceux formés par changement de charge. Les valeurs obtenues dépendent du type d'ion et du voltage accélérateur.

G. LAPLACE.

Sur l'ionisation de l'air dans une atmosphère pure (campagne) et polluée (grande ville); THELLIER Mme O. (*Ann. Inst. Phys. Globe*, 1941, **19**, 107). — L'auteur a mesuré le nombre d'ions par la méthode de Langevin et Moulin et la conductibilité avec un appareil de Gerdien; les noyaux de condensation sont comptés par la méthode d'Aitken. Description détaillée des installations et des appareils, ainsi que des perfectionnements qui y ont été apportés pour éliminer un certain nombre de causes d'erreurs (effets de bouche). La deuxième partie contient les résultats des mesures sous forme de tableaux et de courbes, l'examen de la variation annuelle et de la variation diurne; un paragraphe est consacré aux différentes espèces d'ions trouvés; en particulier, l'auteur a montré l'existence d'ultra-gros ions (moins mobiles que ceux de Langevin). Les mesures se sont écoulées sur de nombreux mois, à Paris, d'avril 1934 à août 1935 (avec quelques interruptions), à Chambon-la-Forêt du 1er juin au 1er novembre 1938 et du 6 au 22 février 1939. La répartition des ions est différente dans les deux stations et varie avec la saison.

La troisième partie est consacrée à la recherche de corrélations entre les éléments électriques mesurés et quelques grandeurs météorologiques : température, humidité relative, tension de vapeur, vitesse et direction du vent, pression atmosphérique, nébulosité, insolation, visibilité, pluie, nature des masses d'air, altitude de la tropopause; les relations trouvées sont différentes à Paris et à Chambon.

La quatrième partie, étude de relations des grandeurs électriques entre elles, a permis de calculer les coefficients de recombinaison et la vie moyenne des ions. — VASSY.

Recherches sur l'électrisation des particules en suspension dans les gaz au moyen des ions produits par les rayons X ou par des corps radioactifs; OUANG T. T. (*Ann. Physique*, 1941, **16**, 47-144).

Une théorie rigoureuse de la recombinaison des petits et des gros ions dans les gaz à haute pression; HARPER W. R. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 434-448). — La théorie de la recombinaison des ions, émise par Langevin en 1903, a été critiquée en 1915 par Townsend qui lui reproche de ne pas tenir compte de la diffusion des ions; *a priori*, il semble que la diffusion doit ajouter son effet à celui de l'attraction électrostatique. D'autre part, la théorie n'introduit pas la grosseur de l'ion, mais seulement la mobilité et si celle-ci est donnée, un gros ion a le même coefficient α de recombinaison qu'un petit ion. Depuis 1932, l'auteur s'occupe de cette théorie; il a déjà signalé entre autres que certains agents ionisants donnent des paires où les ions sont très rapprochés et se recombinent « préférentiellement »; ce genre de recombinaison doit être supposé terminé avant qu'on étudie la recombinaison régulière; on doit atteindre une distribution des ions qui soit à peu près au hasard. Des considérations basées sur l'analogie avec la coagulation des colloïdes montrent qu'on peut ramener le problème général à un problème de diffusion. Si n_1 et n_2 sont les concentrations (par centimètre cube) des deux sortes d'ions, on doit considérer des centres distribués uniformément avec une concentration $n_1 n_2 V$, chacun étant attiré vers l'origine avec une force de Coulomb; les centres diffusent avec un coefficient $D_1 + D_2$ et le problème revient à calculer la vitesse avec laquelle ils atteignent l'origine pour la première fois. Ayant exclu la recombinaison préférentielle, l'équation est

$$(D_1 + D_2)\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial n}{\partial r}\right) + \frac{(k_1 + k_2)e}{K}\frac{\partial n}{\partial r} = 0$$

(K = constante diélectrique),

$n = n_1 n_2 V$ pour $t = 0$, $n = 0$ pour $r = a$ (a, rayon de capture). On en tire

$$\alpha = \frac{4\pi e(k_1 + k_2)}{K\left[1 - \exp\left\{-\frac{(k_1 + k_2)e}{(D_1 + D_2)Ka}\right\}\right]}$$

qui peut s'écrire

$$\alpha = \frac{4\pi e(k_1 + k_2)}{K\left[1 - \exp\left(-\frac{3\sigma_0}{a}\right)\right]} \qquad \text{où} \qquad \sigma_0 = \frac{2{,}03 \cdot 10^{-6}\, 273}{KT}.$$

En l'absence de diffusion, on retrouve

$$\alpha = \frac{4\pi e(k_1 + k_2)}{K},$$

formule de Langevin. On vérifie que cette formule est correcte pour les petits ions, parce que l'effet de la diffusion en présence des forces de Coulomb est à peu près 7 fois moindre qu'en l'absence de ces forces.

On examine les limites de validité de la théorie; elle ne serait exacte que pour les pressions supérieures à 10 atm. L'effet de la concentration sur α n'est pas sensible pour les petits ions, au moins pour les concentrations qu'on rencontre dans une trace de particule α sous 100 atm. — E. DARMOIS.

Action photographique des rayons canaux; Lichtblau H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 82-86). — Les ions sont ceux de Mo, Nd, Lu et Hg; les plaques sont des Ilford Q_3. Énergie des ions environ 2.10^4 eV. Par des enregistrements microphotométriques, on trace la courbe densité — *I.t.* Cette courbe a exactement la forme prévue par l'équation de Kinoshita (1909) : $D = D_m(1 - e^{-It})$. Pour les ions Hg l'exposant de Schwarzschild est $0,99 \pm 0,05$. La loi de Kinoshita ne s'applique pas aux plaques Q_1 Ilford, à grain plus fin et moins sensible. La lumière (lampe à incandescence) donne une courbe de noircissement analogue à celle des ions pour les plaques Q_1 et non pour les plaques Q_3. Ce comportement différent tiendrait à ce que les grains d'émulsion doivent recevoir, pour devenir développables respectivement, un ion et plusieurs ions pour Q_3 et Q_1. — E. Darmois.

Propriétés et usages d'une étincelle de haute fréquence pour la microanalyse locale; Murray W. M. jr., Gettys B. et Ashley S. E. Q. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 433-438). — L'étincelle est alimentée par des oscillations de relaxation; mais le condensateur a été shunté par un tube à vide de façon que la décharge passe toujours dans le même sens; l'étincelle jaillit entre une électrode fixe et l'échantillon à analyser qui est disposé sur un tambour tournant. De nombreuses photographies illustrent les résultats obtenus; on a réalisé ici une décharge à très haut potentiel, ce qui ne semble pas favorable à l'analyse, les raies ultimes servant à déceler des traces d'impuretés étant, en général, des raies d'arc excitées pour des tensions beaucoup plus petites.

Mme E. Vassy.

Les phénomènes superficiels pour les liquides isolants sous l'influence de décharges électriques dans le gaz environnant; Rummel T. (*Koll. Z.*, 1941, **96**, 340-347). — Le montage est tel que la décharge a lieu soit perpendiculairement, soit parallèlement à la surface du liquide. Les liquides utilisés sont des huiles minérales et des huiles végétales. On donne les photographies des figures superficielles obtenues qui indiquent la formation de tourbillons et d'écume. Il y a simultanément un transport de courant important par convection.

Sur la production de spectres d'émission de molécules organiques par choc électronique dans la décharge de Geissler; Schüler H., Gollnow H. et Wœldike A. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 381-386). — Des mesures de température dans des tubes de Geissler à cathode creuse (*Z. Physik*, 1935) ont montré que les molécules organiques pouvaient être stables dans ces conditions. Les auteurs ont construit un tube d'émission en quartz; les deux électrodes sont creuses et refroidies par un courant d'eau; un tube latéral permet la production de la vapeur du corps à étudier qui parvient dans le trajet de la décharge. Celle-ci a lieu en courant continu à travers un gaz rare. Des dispositifs spéciaux évitent les décharges aberrantes à travers les dépôts de charbon voisins des électrodes. On a étudié ainsi le benzène, le chlorobenzène, la naphtaline, l'acétone. Reproductions des spectres obtenus entre 5 000 et 2 500 Å avec un spectrographe Hilger à moyenne dispersion. Pour l'acétone, les longueurs d'onde mesurées sont classées; il semble que le spectre obtenu concerne CO; il est en tout cas nouveau. Le même spectre a été retrouvé pour $C_2H_5.CO.CH_3$, mais non pour $C_6H_5.CO.CH_3$ où l'on trouve les bandes de Cameron. Dans les trois cas, la décharge avait lieu dans le krypton. On en conclut qu'il s'agit de spectres de décomposition de la cétone, mais que l'excitation de CO dépend de la molécule employée, de la même façon, que dans la décomposition des molécules diatomiques, un certain atome peut être excité ou non. — E. Darmois.

L'influence de la structure de la chambre de décharge sur le mécanisme d'amorçage de la décharge à haute fréquence; Githens S. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 822-828). — Les décharges en atmosphère raréfiée sous une force électromotrice de l'ordre de quelques mégacycles peuvent se produire suivant trois processus différents : le mode *a* est caractérisé par un voltage de rupture sensiblement égal à la moitié de la valeur de décharge en courant continu; le mode *b* se produit pour des densités gazeuses plus faibles et est caractérisé par une rupture à un voltage légèrement supérieur à la valeur de la décharge correspondante en courant continu; le mode *c* est la contrepartie en haute fréquence du phénomène de Paschen, en ce que, lorsque la densité est trop faible pour supporter une décharge entre électrodes, la rupture se produit dans l'espace entre les électrodes et les parois de la chambre. Ces trois modes peuvent s'effectuer dans la même chambre de décharge, quelquefois simultanément, et l'on peut passer de l'un à l'autre par variation de pression ou de fréquence. On décrit un type de chambre de décharge dans laquelle la rupture peut se produire de façon définie suivant les modes *a* ou *b*. — J. Laplace.

Sur le rôle des parois des tubes et des charges superficielles et spatiales dans les décharges électriques à travers les gaz raréfiés; Zeleny J. (*J. Frank. Inst.*, 1938, **226**, 35-65). — Les différences de potentiel entre stries, mesurées dans les colonnes positives de décharges dans l'hydrogène sous différentes pressions, croissent avec le diamètre du tube de décharge lorsque la pression s'élève au-dessus de 1,1 mm de mercure. D'autre part, des expériences faites sur des décharges produites dans des conditions particulières, et portant sur les champs radial et axial présents dans les colonnes positives, sont décrites; dans une série d'essais, la colonne positive est contrainte à passer dans un tube métallique, intérieur au tube de décharge en verre, et dont les extrémités sont ouvertes ou fermées ensemble par une toile métallique. Le potentiel pris par le tube de métal et le courant circulant dans sa paroi sont mesurés et des expériences spéciales faites pour élucider le procédé par lequel le courant pénètre dans l'espace plus ou moins privé de champ, intérieur au tube métallique. Les distributions des charges en surface et en volume le long d'un tube de décharge en verre ont été évaluées. La nature de ces distributions varie selon qu'on relie l'anode ou la cathode à la terre, la distribution du champ intérieur restant la même dans les deux cas.

A. Gomer.

Nouveau montage d'un compteur mû par un thyratron; SCHINTLMEISTER J. et CZULIUS W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 269-271). — Le montage permet l'extinction du thyratron dès que le choc a été enregistré; en principe, le thyratron est suivi d'une lampe dont la grille est portée par le fonctionnement du thyratron à une tension négative assez élevée pour couper le courant de plaque et éteindre le thyratron. Le pouvoir de résolution est $5 . 10^{-3}$ sec et le dispositif peut fonctionner sans arrêt.

E. DARMOIS.

Recherches sur des dispositifs doubles à coïncidences; DITTRICH W. W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 256-269). — Les dispositifs à coïncidences sont sujets à des dérangements qui rendent nécessaire leur surveillance. Kolhörster (*Naturwiss.*, 1938, **26**, 159) a eu l'idée d'employer deux appareils qui se contrôlent l'un l'autre. Dans son premier dispositif, 4 compteurs de même longueur et même rayon sont arrangés de sorte que les nos 1 et 3, 2 et 4 sont en coïncidence (arrangement cylindrique). Il a ensuite réduit le rayon des compteurs intérieurs de façon à donner aux deux appareils le même angle d'ouverture (arrangement conique). Le présent travail recherche, à l'aide de calculs trigonométriques, si l'arrangement conique a des avantages sur l'autre. On recherche le rayonnement « étranger », c'est-à-dire celui qui traverse une paire de compteurs, 1 et 3 par exemple, sans traverser l'autre. On trouve que l'arrangement conique a un rayonnement étranger plus petit. Les calculs amènent à proposer un arrangement « moyen » : exemple $r_1 = 3{,}85$ cm; $r_2 = 2{,}6$ cm. Le calcul des fluctuations de l'appareillage donne des résultats d'accord avec les observations, au degré d'approximation des calculs et observations.

E. DARMOIS.

Amplificateur pour compteur avec fort pouvoir de résolution; GOOS F. et EHMANN O. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 107-109). — L'emploi d'un dispositif à fort pouvoir de résolution est indispensable dans la détermination de nombreux chocs; il est utile également dans les méthodes de coïncidences pour réduire au minimum les coïncidences fortuites. On utilise le montage de Neper et Harper (*Phys. Rev.*, 1936, **49**, 940) où la paroi du compteur est réunie à la grille d'une lampe, une dérivation étant faite sur cette connexion à travers une résistance assez faible; le montage réduit beaucoup la constante de temps du circuit. Il exige cependant, pour l'amplificateur, l'emploi d'une lampe qui supporte en service continu des tensions de l'ordre de 1500 V; une lampe à grille-écran a été trouvée qui convient. On donne le schéma de l'installation. Le pouvoir de résolution mesuré est $1{,}2 . 10^{-6}$ sec. — E. DARMOIS.

Étude des compteurs de Geiger-Muller; JEZEWSKI M. et MIESOWICZ M. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 220-230). — On a étudié toutes les propriétés des compteurs remplis de gaz purs, de vapeurs de quelques liquides et de mélanges de vapeur et de gaz. Les compteurs à gaz ont des propriétés essentiellement différentes de celles des compteurs à vapeur : 1° l'intensité moyenne du courant au cours de la décharge dans le compteur à vapeur est 100 fois environ plus grande que l'intensité moyenne du courant qui passe pendant la décharge par le compteur à gaz; 2° la charge spatiale positive formée des ions de grande mobilité ne joue aucun rôle essentiel dans le fonctionnement du compteur à gaz. La charge spatiale positive dans le compteur à vapeur se dissipe dans un temps relativement long à cause de la petite mobilité des ions et, en conséquence, arrête la décharge. C'est pourquoi les compteurs à vapeurs peuvent être utilisés avec de petites résistances de fuite. Les compteurs remplis de vapeur ou de mélange de gaz et de vapeur donnent des impulsions très courtes. On pourra, à l'aide des compteurs à vapeur, compter des impulsions très fréquentes et obtenir avec ceux-ci, dans les systèmes à coïncidences, un bon pouvoir de résolution.

Amplificateur pour coïncidences à haut pouvoir de résolution; WEBER E. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 338-339). — Remarques au sujet du dispositif décrit antérieurement (*Ibid.*, 242). Le thyratron employé a un temps d'extinction extrêmement faible ($< 5 . 10^{-6}$ sec). On donne des détails pour divers emplois de l'appareil.

E. DARMOIS.

Contribution à la théorie des tubes à commande par modulation de vitesse et autres tubes à temps de transit; WARNECKE R. et BERNIER J. (*Rev. gén. Elect.*, 1942, **51**, 43-58 et 117-133). — Théorie mathématique de deux problèmes relatifs au fonctionnement des tubes électroniques à commande par modulation de vitesse dans lesquels cette dernière est transformée en modulation de densité par glissement. Après avoir défini l'aspect physique de ces problèmes, ainsi que les hypothèses restrictives que nécessite leur résolution, les auteurs établissent l'expression de la densité électronique du faisceau, puis étudient sa variation soit à une époque donnée avec la longueur de l'espace de glissement, soit avec le temps et en un point quelconque de cet espace. Ils précisent ensuite la notion de « paquets » d'électrons en dénombrant les électrons contenus dans un élément fini de longueur du faisceau, et examinent enfin l'influence de la longueur du champ modulateur sur le groupement cinématique des électrons. Échange d'énergie entre un faisceau électronique modulé plus ou moins profondément dans sa densité et champ électrique alternatif d'ultra-haute fréquence produit entre deux électrodes, tenant compte de l'écartement de celles-ci. Méthode graphique, qui permet d'évaluer la variation d'énergie cinétique d'un faisceau d'électrons dans un champ électrique alternatif.

Recherches sur la détermination absolue des coïncidences de rayons cosmiques avec un amplificateur de pouvoir de résolution fixé; WEBER E. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 242-256). — Dans le but d'avoir des mesures absolues, on discute les conditions du problème et l'on décrit un dispositif applicable aux coïncidences de deux compteurs. Après un étage d'amplification, les compteurs manœuvrent deux thyratrons. Quand le thyratron est allumé, son anode subit un choc de tension U d'environ 145 V, indépendant de la durée et de l'amplitude de l'impulsion due au compteur. C'est la tension U qui contrôle ensuite l'étage de mélange des deux impulsions qu

fonctionne suivant la méthode de Rossi; les résistances de fuite R des grilles agissent simplement pour régler le pouvoir de résolution Z, celui-ci augmentant quand R diminue. Le circuit de comptage comprend de nouveau un thyratron. L'appareil donne un τ variable entre 10^{-4} et 5.10^{-7} sec. On étudie divers compteurs de dimensions différentes et de remplissages divers (air, vapeur d'iode, vapeur d'alcool). Pour chaque type de compteur, il existe un maximum dépendant du pouvoir de résolution intérieur du compteur, c'est-à-dire de son remplissage, qui conditionne la résistance de fuite et la suppression de la décharge. On a mesuré τ par la méthode des coïncidences fortuites; à ce propos, on a découvert des gerbes couvrant 1200 m² et fortement absorbables par 10 cm de plomb. — E. Darmois.

VI. — OPTIQUE.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE.

Nouvelle mesure de la vitesse de propagation de la lumière dans le vide, dans un champ magnétique transversal; Banwell C. J. et Farr C.C. (*Proc. Roy. Soc.*, 1940, **175** A, 1-25). — Les auteurs ont déjà fait un essai antérieurement (*Ibid.*, 1932, **137** A, 275; cf. **4**, 27 **D**.); employant un interféromètre de Jamin, ils n'ont pas trouvé d'effet supérieur à $1/2.10^7$ dans un champ de 18 000 œrsteds. On utilise cette fois un interféromètre de Michelson; l'un des rayons passe à travers le champ de 3 électroaimants (117 cm en tout avec 20 000 œrsteds); l'autre passe dans l'espace libre. La pression de l'air est 0,05 mm Hg. Des inscriptions sont obtenues sur une bande mobile. Un nombre considérable d'expériences croisées ont été faites; on décrit les nombreuses précautions prises, les lectures, les calculs d'erreurs, etc. On aurait observé un accroissement de vitesse de 34,31 + 18,56 cm/sec. Cet effet est-il réel ? En tout cas, l'effet ne dépasse certainement pas $1/5.10^8$. — E. Darmois.

Nouvelle méthode d'étude des indices de réfraction et épaisseur des pellicules minces d'interférence sur le verre; Vašiček A. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 925-931). — Description d'une nouvelle méthode de mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur des pellicules d'interférence qui se forment sur certains verres plombeux par action de SO_4H_2 dilué. On a utilisé un spectromètre à polarisation éclairé par une lampe à vapeur de sodium. De l'angle trouvé entre le plan de polarisation de l'analyseur et le plan d'incidence, on peut déduire l'indice n de réfraction par la relation de Fresnel, et en déterminant deux angles d'incidence pour deux longueurs d'ondes différentes, on déduit alors l'épaisseur d et l'indice de réfraction n_0 de la pellicule.

J. Laplace.

La dispersion par les liquides et les solutions. I. Sur un nouveau procédé spectro-interférométrique pour la détermination précise de l'indice de réfraction entre 1 μ et 0,2 μ; Geffcken W. et Kruis A. (*Z. phys. Chem.*, B, 1940, **45** 411-437). — L'appareil utilisé résulte de la combinaison d'un spectrographe avec un interféromètre de Rayleigh. Chaque ligne d'un spectre de lignes est ainsi décomposée en 3 ou 4 franges d'interférence, ce qui permet d'opérer à la fois sur tout le domaine de longueurs d'onde de 1 à 0,2 μ.

A. Champetier.

La dispersion par les liquides et les solutions. II. La dispersion de l'eau dans le visible et l'ultra-violet; Kruis A. et Geffcken W. (*Z. phys. Chem.*, B, 1940, **45**, 438-450). — Au moyen du spectro-interféromètre décrit dans la première partie, Geffcken W. et Kruis A. (*Z. phys. Chem.*, B, 1940, **45**, 411-437; cf. ci-dessus), ont déterminé la dispersion de l'eau entre 0,668 et 0,212 μ avec une précision de 1.10^{-5}. Des tables donnent l'indice de réfraction de l'eau à 25° C par rapport à l'air à la même température, pour 74 longueurs d'onde. — A. Champetier.

Mesure du pouvoir réfringent des liquides absorbants; Littmann H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 442-447). — Dans un travail précédent (*Ann. Physik*, 1940, **38**, 139) on a étudié expérimentalement et théoriquement l'intensité de la lumière réfléchie sur une substance absorbante; sa variation est telle au voisinage de la réflexion totale qu'on doit s'attendre à des erreurs systématiques avec les réfractomètres. On étudie ici les méthodes de mesure indépendantes de l'absorption :

1° *Anneaux de Newton*. — On photographie les anneaux; la lentille et le plan sont chromés, avec des pouvoirs réflecteurs convenables, pour augmenter les contrastes. La discussion des erreurs montre qu'il y a avantage à photographier en même temps les anneaux d'un liquide à indice connu; on superpose les photos et l'on cherche les anneaux en coïncidence. Une formule simple donne $n_2 - n_1$. Le diamètre étant mesuré à 0,1 mm près, n est connu à 10^{-3} près. Un autre procédé simple consiste à déterminer la distance focale de la photo employée comme appareil à zones de Fresnel.

2° *Focomètre*. — On fait une lentille double avec une lentille convergente de verre et une divergente en liquide; il y a avantage aussi à prendre un liquide étalon. Mesures analogues avec des prismes.

Avec des matières colorantes, on compare les méthodes de réflexion totale et les méthodes ci-dessus; il se trouve que l'accord est bon quand le réfractomètre d'Abbe utilise la lumière réfléchie, mauvais avec la lumière transmise. On explique l'accord à l'aide de la théorie des contrastes de Mach d'après laquelle la courbe limite du champ correspond au point d'inflexion de la courbe d'intensité.

E. Darmois.

Le pouvoir réfringent du fluorure de lithium dans le visible et l'infrarouge; Littmann H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 468-475). — Un prisme de 7,4 cm de base, de 5 cm de hauteur, d'angle 82°, a été taillé dans un cristal artificiel de FLi; la matière est très

homogène comme le montre une figure d'interférence reproduite. Les mesures, dans le spectre visible, ont été faites pour les raies C, D, F. A 21° C, $p = 750$ mm Hg, humidité 13 g/m³, n rapporté à l'air est

$$n_F = 1,394810 \pm 2.10^{-6}; \quad n_D = 1,392057 \pm 2.10^{-6};$$
$$n_C = 1,390862 \pm 2.10^{-6},$$
$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 99,31 \pm 0,01.$$

Une autre série de mesures moins précises (5 décimales) est communiquée par des λ variant de 7680 à 4050 Å. On donne le schéma du spectromètre employé pour les mesures dans l'infrarouge et la discussion des diverses causes d'erreur; en principe, il s'agit d'un monochromateur double avec deux prismes, celui en FLi et un autre en quartz; on détermine l'angle de déviation entre la raie C et la radiation employée. Une table donne les indices à 23°,7 et à 20° C par rapport à l'air à la même température, entre la raie F et $\lambda = 3,0\,\mu$; pour cette dernière longueur d'onde, $n_{20} = 1,36\,651$.

Sur un prisme provenant de la même coulée, on a déterminé $\frac{dn}{d\tau}$ pour la raie D; c'est environ 3.10^{-6}.

E. Darmois.

Application de la formule de Fresnel au phénomène des pellicules non réfléchissantes; Blodgett K. B. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 921-924). — Application de la formule de Fresnel aux calculs des amplitudes des rayons réfléchis et transmis par les pellicules non réfléchissantes de substances transparentes isotropes. Deux cas sont considérés : dans le premier, la pellicule d'indice de réfraction n_1 est comprise entre deux milieux d'indice de réfraction n_0; dans le second cas, la pellicule est comprise entre deux milieux d'indices n_0 et n_2. Dans le premier cas, la formule conduit à une réflexion nulle pour une épaisseur t de pellicule telle que $n_1 t \cos r_1 = (2n + 2)\frac{\lambda}{4}$, tandis que dans le second cas l'épaisseur t de réflexion nulle satisfait à la relation $n_1 t \cos r_1 = (2n + 1)\frac{\lambda}{4}$.

G. Laplace.

Contributions à la détermination de « l'activité » de sources lumineuses; Korte H. et Meidinger W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 305-307). — Mesures de transparence d'objectifs photographiques pour $\lambda = 578$, 436, 366 $\mu\mu$. Comparaisons de pouvoir actinique pour diverses sources lumineuses à l'aide de diverses couches sensibles. — E. Darmois.

Un grand spectrographe enregistreur pour l'infrarouge jusqu'à 15 μ; Mc Alister E. D., Matheson G. L. et Sweeney W. J. (*Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 314-319). — Cet instrument est conçu pour des laboratoires non spécialisés ou industriels. Le prisme est en sel gemme et le pouvoir de résolution de l'appareil varie de 1 cm⁻¹ à 6 μ jusqu'à 0,3 cm⁻¹ à 15 μ. Les déviations du galvanomètre sont utilisées pour actionner un enregistreur à plume, grâce à un dispositif comprenant deux cellules et un amplificateur. L'avantage d'un tel système est de supprimer l'enregistrement photographique.

Mme E. Vassy.

OPTIQUE PHYSIQUE.

Sur la méthode de pénombre de Brace; Szivessy G. et Herzog W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 43-46). — Remarques au sujet d'un article de Björnstahl (*Ibid.*, 1939, **40**, 437); les auteurs ont déjà publié tout ce que cet article contient d'exact; ils démontrent, une fois de plus, les inconvénients du dispositif de Brace, que ne possèdent pas des dispositifs aussi sensibles, comme celui de Chaumont.

E. Darmois.

Théorie de l'effet Plotnikow; Neugebauer T. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 55-62). — L'effet a été découvert en 1930; il consiste en ce qu'un pinceau de lumière infra-rouge entrant dans une substance à haut poids moléculaire donne un faisceau conique. La théorie considère que les faisceaux de molécules linéaires se comportent différemment par rapport à la lumière, suivant que celle-ci est polarisée dans le sens longitudinal ou transversal par rapport aux molécules. D'où des réfractions et réflexions totales qui expliquent les écarts à la propagation rectiligne. L'effet est beaucoup plus petit pour les substances à P. M. faible et il s'explique de même. Il ne s'agit pas du tout d'un cas particulier de l'effet Rayleigh. Comme Plotnikow et Splait l'ont montré, le spectre de la lumière « diffusée longitudinalement » est exactement celui de la lumière incidente.

E. Darmois.

Recherches sur quelques phénomènes d'interférence des courbes de vibration; Le Heux J. W. N. (*Proc. Neder. Akad.*, 1941, **44**, 926-929). — Explication des franges noires (isogyres principales) des lames biaxes perpendiculaires au premier diamètre en lumière convergente homogène. Emploi d'une relation générale déjà utilisée dans des publications antérieures de l'auteur. — B. Vodar.

Un nouvel essai sur l'interférence de faisceaux lumineux divergents; Pohl R. W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 498-499). — Dans les expériences d'interférence genre miroirs de Fresnel, on emploie des sources lumineuses ponctuelles ou cylindriques; leur diamètre $2y$ est beaucoup plus grand que λ; le rayonnement ne peut être cohérent que dans une ouverture u telle que (1) $2y \sin u < \frac{\lambda}{2}$. Cette « condition de cohérence » n'est généralement pas mentionnée dans les livres. Avec l'expérience des deux miroirs, on peut avoir deux faisceaux qui se recouvrent dans un intervalle angulaire 2α; on peut montrer que $2\alpha < 2u$. 2α doit être au moins quelques dixièmes de degré, $\sin u$ au moins quelques millièmes, ce qui donne, pour $2y$ d'après (1), environ 1/10e de mm, d'où l'emploi des fentes et le peu de lumière. On peut rendre 2α beaucoup plus grand que $2u$ en mettant les deux surfaces réfléchissantes l'une derrière l'autre. La lampe (à

mercure) est placée à 5 cm environ devant une lame de mica de 0,05 mm d'épaisseur (e); la lame réfléchit les rayons qui rencontrent ensuite l'écran, placé à 3 m environ de la lame (D). On trouve, en appelant α l'angle d'incidence, $u = \frac{e}{2D} \sin 2\alpha$, soit $8 \cdot 10^{-6}$ environ; c'est 100 fois plus petit qu'avec le dispositif de Fresnel, d'où la possibilité de sources 100 fois plus larges. Les franges sont circulaires sur l'écran (photo reproduite). — E. Darmois.

Anneaux de Haidinger dans des lames non uniformes; Raman C. V. et Rajagopalan V. S. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 508-514). — Observations sur les anneaux d'interférence à l'infini; on éclaire la lame par un écran opaque diffusant placé très près et dans lequel on a percé une ouverture (fente ou trou). On peut ainsi voir et photographier les anneaux, même avec des lames épaisses et à faces non parallèles, à condition d'avoir une ouverture convenable (reproductions). — E. Darmois.

Spectroscopie interférentielle; Meissner I. K. W. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 405-427). — Pour l'étude de la structure hyperfine des raies d'émission, le pouvoir de résolution des réseaux est souvent insuffisant, on doit avoir recours à des procédés interférométriques; on peut utiliser soit l'échelon de Michelson, lumineux, d'un emploi facile et utilisable dans l'extrême ultraviolet, soit la lame de Lummer-Gercke, peu coûteuse, mais dont les résultats sont d'un dépouillement difficile, soit enfin l'interféromètre Pérot et Fabry dont la grande supériorité sur les autres est le pouvoir de résolution variable.

Cette première partie contient une excellente étude classique de l'interféromètre Pérot et Fabry : description, théorie de la formation des franges, calcul de l'excédent fractionnaire; distribution de l'intensité dans les franges, emploi pour la séparation de deux composantes ou pour la mesure d'étalons secondaires de longueur d'onde, corrections diverses. Nombreuses photographies. — Mme E. Vassy.

Mesure spectrophotométrique de la lumière diffractée par le brouillard; Teucher R. (*Physik. Z.*, 1939, **40**, 90). — On produit un brouillard homogène dans une chambre de condensation et l'on mesure la grosseur des gouttes d'eau à partir de leur vitesse de chute au moyen de la loi de Stokes, les rayons étaient compris entre 4 et 12 μ. La source de lumière, une lampe à arc, est examinée à travers le nuage, on observe des couleurs par suite de la diffraction de la lumière par les gouttelettes; on peut aussi recevoir la lumière dans un spectrographe pour le visible et étudier la répartition de l'intensité en fonction de la longueur d'onde pour un angle d'observation donné; cette répartition montre un maximum de transparence très net, quelquefois deux, qui se déplace dans le spectre quand le rayon des gouttes varie. Les résultats sont en accord avec les théories de Mie et de Mecke. — Vassy.

L'anisotropie optique des feuilles de cellulose; Gray R. C. (*Nature*, 1940, **145**, 266). — La biréfringence des feuilles de cellophane varie avec la longueur d'onde de la lumière utilisée, d'après la relation approchée $B = B_0 (1 - 0{,}000016\,\lambda)$, λ étant en angströms. La biréfringence des feuilles les plus minces varie de 0,0056 à 0,0132, en se stabilisant surtout à 0,0089. Pour les feuilles plus épaisses, les valeurs de la biréfringence diminuent, et l'on note, aux extrémités de la feuille, des valeurs d'environ 30 pour 100 plus grandes qu'au milieu, où la biréfringence est la plus faible. — G. Laplace.

Le pouvoir rotatoire dans les dérivés organiques du deutérium; Fréon P. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 374-377). — De nombreux auteurs ont essayé de préparer des dérivés organiques du deutérium du type $R_1\!-\!\overset{\displaystyle D}{\underset{\displaystyle H}{C}}\!-\!R_2$, en vue d'essayer d'isoler des composés optiquement actifs. Les résultats ont toujours été négatifs. Il est montré que ce fait s'explique très bien dans le cadre de la théorie de Werner-Kuhn sur le pouvoir rotatoire.

L'absorption atmosphérique et la loi en λ^{-4}; Dufay J. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 251-259).

Note sur la théorie de la diffusion de la lumière; Krishnan R. S. (*Phil. Mag.*, 1940, **29**, 515-516). — Remarques sur un Mémoire de Parthasarathy (*Ibid.*, 148; cf. **1**, 114 **D.**) qui a fait état d'expériences antérieures de l'auteur; les citations et valeurs expérimentales ne sont pas toujours correctement extraites.

E. Darmois.

RAYONNEMENT. LUMINESCENCE.

Sur des recherches photoélectriques sur des substances phosphorescentes; Bergmann L. et Ronge F. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 349-355). — Les appareils sont dus à l'un des auteurs et ont été décrits antérieurement; on en donne le schéma général; ils servent à étudier des quantités minimes de substance. Les corps étudiés sont des sulfures de zinc ou de Zn-Cd, activés par Cu, Ag, etc. Ils montrent tous un effet photoélectrique très sélectif avec maximum prononcé entre 350 et 400 mμ. On étudie également l'extinction de la phosphorescence par l'infrarouge. — E. Darmois.

Sur les transformations d'énergie dans les « phosphores » cristallisés; Möglich F. et Rompe R. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 236-242). — Schön et Riehl ont donné, en se basant sur des considérations quantiques, un modèle pour une substance phosphorescente cristallisée. En principe, entre le bord supérieur de la bande inférieure complètement occupée et le bord inférieur de la bande voisine vide, il y aurait place pour des « termes intermédiaires » au nombre de deux. Les termes les plus voisins de l'état d'énergie minimum (termes activateurs) sont complètement occupés par des électrons; la bande au-dessus est vide d'électrons (endroit de fixation). On essaie de préciser en quoi consistent : 1° la largeur des bandes contenant ces termes intermédiaires; 2° la

durée des différents processus envisagés; 3° la nature de ces processus; 4° le nombre des électrons dans la bande contenant les termes activateurs. On a pu préciser quelques-unes des hypothèses de Schön et Riehl; par exemple, les électrons arrivant dans « l'endroit de fixation » se mettent en équilibre thermique dans un temps très court (10^{-10} à 10^{-12} sec); de même, la bande des « termes activateurs » doit lâcher un électron dans un temps très court (10^{-8} sec) pour capter un électron fourni par « l'endroit de fixation ». C'est cette dernière transition qui produirait la lumière de phosphorescence. — E. DARMOIS.

Luminescence des composés du radium et baryum à l'état pur; KABAKJIAN D. H. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 700-705). — Luminescence des composés cristallisés et spécialement purifiés de Ra et Ba excitée par les rayons α, β et γ; celle-ci est faible à la température ordinaire. Si on les chauffe au retour à la température ordinaire, ils sont plus luminescents qu'avant; toutefois, un chauffage à température trop élevée diminue la brillance de la lumière émise. La température donnant une brillance maximum n'a pas de relation simple avec celle de fusion. Discussion des résultats. — B. VODAR.

SOURCES DE LUMIÈRE. PHOTOMÉTRIE.

Calculs sur l'émission en bout des tubes lumineux et notamment des tubes électro- ou photoluminescents; DUNOYER L. (*Rev. Optique*, 1939, **18**, 121-141, 161-171 et 233-250). — Flux lumineux total sortant de l'extrémité plane d'un tube cylindrique rempli d'un fluide lumineux, absorbant ou non. Cette émission de lumière peut être provoquée par divers procédés (thermo-, électro- ou photoluminescence), mais, quels que soient ces procédés, deux sont à distinguer : 1° celui où les centres d'émission, corpusculaires ou non, ont, par unité de volume, une intensité moyenne indépendante de leur position dans le tube (gaz incandescents, flammes, tubes à décharges, etc.); 2° celui où l'intensité des centres d'émission dépend de leur position dans le tube. Ce cas est notamment celui de la photoluminescence provoquée par une radiation excitatrice qui peut être plus ou moins absorbée dans le fluide. L'étude du premier cas conduit au calcul numérique d'une certaine fonction Λ, qui joue un rôle fondamental dans tous les autres cas. On en a dressé une table numérique qui permet de déterminer la longueur utile du tube et comment elle interviendrait dans la détermination du coefficient d'absorption du fluide excité, pour les radiations qu'il émet. Dans le deuxième cas deux modes d'éclairage ont été étudiés : 1° éclairage par une source illimitée placée à l'autre bout du tube. Le rayonnement primaire, qui traverse directement le tube, doit alors être séparé par des moyens appropriés du rayonnement secondaire. La fonction Λ permet de calculer celui-ci, et de déterminer la longueur du tube, exprimée en calibres, pour laquelle il passe par un maximum; 2° éclairage par une source cylindrique formant un manchon autour du tube. Calcul d'une deuxième fonction H qui, avec la fonction Λ, permet de résoudre entièrement le problème.

Comparaison théorique des deux modes d'éclairage. L'éclairage cylindrique est préférable pour les fluides peu absorbants contenus dans des tubes relativement étroits, ce qui convient le mieux pour l'étude de l'effet Raman. Pour les vapeurs en résonance optique, très fortement absorbantes, l'éclairage en bout est généralement le meilleur.

Recherches sur les lampes à incandescence alimentées en courant alternatif; LEO W. (*Physik. Z.*, 1939, **40**, 116). — Étude des relations entre l'intensité, la fréquence du courant, la variation de température et le rayonnement émis. Les températures sont mesurées au pyromètre, le degré de modulation en température pour des lampes de type courant n'est que de 99 pour 100 aux fréquences moyennes (50 périodes) et baisse avec les fréquences croissantes. En courant modulé (courant alternatif auquel on superpose un courant continu constant), le degré de modulation est plus grand (ceci tient sans doute au fait que le courant purement alternatif se comporte comme si sa fréquence était double). Cette modulation est beaucoup plus sensible aux courtes qu'aux grandes longueurs d'onde. — VASSY.

Sur une méthode de photométrie en ultraviolet; SOLEILLET P. et MARTELLY J. (*J. Phys.*, 1941, **2**, 109-112). — La méthode consiste à comparer, par un microphotomètre, des plages uniformes d'une plaque photographique à une autre plage exposée en même temps sur laquelle l'éclairement décroît régulièrement suivant une certaine direction avec une loi de variation connue. Ce « dégradé » est obtenu par l'interposition d'écrans de forme convenable sur le trajet des rayons.

On a mesuré par cette méthode, pour en faire l'essai, le rapport des éclairements de deux images obtenues en dédoublant un faisceau de lumière polarisée par un cube de Wollastone.

Cette étude a montré que, dans le calcul de ce rapport par la loi de Malus, il fallait tenir compte de la différence des pouvoirs de transmission du cube de Wollastone pour les deux vibrations privilégiées qui le traversent. L'écart atteint 10 pour 100 pour la raie 2139. Il est dû vraisemblablement à l'incidence oblique sur la lame de glycérine qui sépare les deux prismes constituant le Wollastone.

Recherches sur la distribution de l'intensité lumineuse dans le voisinage de la direction utilisée pour les lampes normales de photométrie; WILLENBERG H. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 234-235). — Un certain nombre de causes peuvent provoquer des variations de l'intensité des lampes : variations dans l'ampoule, changements dans la conductibilité des supports du filament, variation locale de résistance, etc. A toutes ces causes s'ajoutent les variations dans la position de la lampe. Ce sont ces dernières qu'on étudie systématiquement en explorant quelques degrés de part et d'autre de la direction d'utilisation. Les mesures d'intensité sont faites à l'aide d'une cellule à couche d'arrêt au sélénium; les variations constatées peuvent atteindre 1 pour 100 pour certains types de lampes. — E. DARMOIS.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. STÉRÉOSCOPIE. ÉCLAIRAGISME.

Nouveaux phénomènes d'optique physiologique ; GEHRCKE E. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 540-543). — Description d'expériences montrant que, dans la vision stéréoscopique, l'œil ne donne pas seulement la vision en profondeur. Si l'on s'arrange de façon à changer l'angle de convergence des deux yeux, du haut en bas d'une série d'objets identiques, ceux qui correspondent à la convergence la plus forte semblent plus grands. Série d'observations analogues montrant que la perception fait intervenir des mécanismes postérieurs à la rétine. — E. DARMOIS.

Mécanisme de la perception des couleurs par la rétine ; GRANIT R. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 570-580). — En 1801, Young suggérait que la rétine possède plusieurs sortes d'éléments sensibles à des régions différentes du spectre. Depuis la découverte, par l'école des physiologistes suédois, de l'électrorétinogramme, divers essais ont été tentés pour apporter des éclaircissements sur la vision colorée, en faisant appel en particulier, aux phénomènes de fatigue. On rappelle ces essais, qui ont, dans l'ensemble, apporté peu de résultats. L'auteur a entrepris des expériences avec une microélectrode reliée soit à un oscillographe, soit à un haut-parleur permettant de compter les décharges provoquées par la lumière; on peut ainsi opérer aussi bien sur des yeux de mammifères vivants anesthésiés que sur des yeux énucléés de grenouille.

On a opéré d'abord sur des rats albinos dont la rétine ne contient que 1 pour 100 de cônes; la courbe de sensibilité obtenue est exactement semblable à la courbe d'absorption du pourpre rétinien (maximum à 5 000 Å), la différence étant attribuée à une faible hémorragie provoquée par l'ablation du cristallin. Toutefois, on a observé souvent le maximum secondaire à 6 000 Å, même dans le cas d'adaptation complète à l'obscurité. On constate de plus que, immédiatement après l'adaptation à la lumière, seule la sensibilité au rouge est enregistrée; au bout de quelques minutes, la sensibilité au vert reparaît; la substance sensible au vert est donc une transformation du pourpre rétinien puisqu'elle apparaît dans le même bâtonnet de la rétine.

Ensuite, on a opéré sur des yeux de grenouille, où l'on a constaté l'existence d'éléments ayant des courbes de sensibilité spectrale variées (bleu, rouge et jaune vert); ceci justifie une théorie trichromatique de la perception des couleurs, ainsi que l'avait proposé Helmholtz.

L'auteur a également étudié des yeux de poisson, dont la sensibilité au rouge est très nette et qui possèdent, au lieu de pourpre rétinien, du violet rétinien.

Enfin, l'auteur montre que les passages de la vision scotopique à la vision photopique se présentent de la même façon dans le cas du pourpre rétinien et du jaune rétinien. L'article se complète par une abondante bibliographie. — Mme E. VASSY.

RADIATIONS. SPECTROSCOPIE.

Étincelle dans le vide à fréquence rapide ; RAWER K. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 410-412). — L'étincelle se produit entre une tige de tungstène et un disque tournant en aluminium; celui-ci est mis en rotation à la façon des disques des compteurs (1 500 tours/min environ). La décharge condensée donne une étincelle de 0,6 mm avec un transformateur de 30 kV. Le dispositif produit les raies 1935, 1863, 1855, 1671 de Al; la lumière sort de l'espace vide à travers une lentille de quartz. Le dégagement de gaz par les électrodes, la pulvérisation, gênent le fonctionnement; on a eu de bons résultats en remplissant la chambre avec de l'azote sous 1 atm environ.
E. DARMOIS.

Sur l'application d'un filtre fondé sur la dispersion rotatoire ; GABLER F. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 339-341). — Avec les lampes à mercure employées sans monochromateur, les filtres pour la raie 5461 Å laissent passer, en outre, du rouge, ce qui est très gênant dans la mesure des grandes rotations ou des grandes biréfringences pour la raie verte. En utilisant une lame de quartz qui fait tourner le plan de polarisation du vert de φ_1 et du rouge de $\varphi_1 - \frac{\pi}{2}$, on peut éteindre le rouge avec un nicol et laisser passer le vert. La formule de dispersion rotatoire du quartz permet le calcul de l'épaisseur à employer. Une planche donne les spectres de la lumière sans filtre, avec filtre de verre, avec filtre + quartz. Le même dispositif permet de photographier, dans le quatrième ordre, les raies 4044-4047 de K sans être gêné par les raies 5392-5396 du troisième ordre; une plaque de quartz de 3,9 mm suffit dans ce cas.
E. DARMOIS.

Source monochromatique de la radiation de résonance du mercure ; THOMAS L. B. (*Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 309-314). — Cette source est d'intensité moyenne et le rayonnement émis est assez monochromatique, puisque 99,5 pour 100 de l'énergie émise se trouve concentrée dans la raie 2537 Å. Cette source se compose d'une lampe primaire en forme de U remplie de He à la pression de 1 mm, en présence d'une goutte de Hg. Cette lampe primaire, alimentée sous 5000 V par un transformateur, donne 85 pour 100 de son énergie concentrée dans la raie 2537 Å. Un cylindre de quartz fondu, constituant la lampe secondaire, est placé dans la boucle constituée par la lampe primaire. Il est relié à un tube de pyrex soigneusement vidé, contenanf du Hg et maintenu à une certaine température (0° C). Les atomes de Hg de la lampe secondaire absorbent seulement la radiation 2537 Å émise par la lampe primaire et les atomes excités 6^3P_1 émettent à nouveau, et la fenêtre de sortie est construite pour laisser sortir seulement cette raie de résonance.
Mme E. VASSY.

Nouveaux modèles de lampes pour la production du spectre continu moléculaire de l'hydro-

gène; Déjardin G. et Cavassilas D. (*Rev. Optique*, 1939, **18**, 251-261). — Présentation de deux lampes permettant d'obtenir, avec une grande intensité, le spectre continu moléculaire de l'hydrogène. La première peut être traversée, en régime permanent, par une décharge alternative de 2 A, sous une tension voisine de 2900 V. La brillance spectrale énergétique correspondant à $\lambda = 2800$ Å est alors environ 10 fois plus grande qu'avec les tubes à hydrogène d'usage courant. La deuxième est une lampe de moyenne puissance pouvant supporter, sans interruption, les décharges de 300 à 500 mA, sous 900 V environ. Pour l'une et l'autre lampe, la distribution spectrale de l'énergie a été déterminée, dans des conditions variées et par diverses méthodes, avec une précision de l'ordre de quelques centièmes. Les courbes d'énergie obtenues présentent toutes un maximum assez aigu dans l'ultraviolet lointain. La position de ce maximum varie peu avec les dimensions du tube et les conditions d'alimentation, mais la valeur relative de l'intensité maximum, comparée à l'intensité pour $\lambda = 2800$ Å, dépend dans une large mesure de la structure de la lampe. L'accroissement de l'intensité vers les courtes longueurs d'onde est, dans le cas de la lampe de grande puissance, moins rapide que pour les tubes de faible consommation.

Analyse spectrographique d'alliages du type duralumin; Churchill H. V. et Churchill J. R. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 611-619). — Description de l'équipement des laboratoires d'analyse spectrographique de l'aluminium C. Le but cherché est la rapidité de la mesure; pour cela on s'est efforcé, dans la mesure du possible, de standardiser toutes les opérations de façon à diminuer le nombre des étalonnages; l'étincelle est produite en courant alternatif entre une pointe de graphite et une plaque de l'alliage à analyser; le temps de pose est fixe; comme les conditions électriques d'excitation doivent varier avec chaque alliage, pour ramener à ce temps de pose on préfère agir sur la distance de la source au spectrographe; on attire particulièrement l'attention sur les modifications dans les intensités relatives des raies des différents constituants provoquées par les modifications de l'excitation; le développement étant standardisé, on fait une seule courbe d'étalonnage pour une émulsion; quand on a obtenu ainsi le rapport des intensités des raies de l'élément, on se reporte à des courbes donnant la valeur de ce rapport en fonction de la composition. Les auteurs pensent avoir une précision moyenne de 3 pour 100.

Mme E. Vassy.

Analyse spectrographique du tellure dans le fer; Nusbaum R. E. et Hackett J. W. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 620-626). — Le rôle du tellure, à la dose de 0,001 pour 100, dans la solidification du fer est assez important pour justifier une analyse qui est particulièrement difficile par suite de la faible teneur et qui doit être très rapide. On fait jaillir un arc de 2,65 A entre électrodes tournantes. Le spectrographe, très dispersif, permet de séparer la raie 2385,76 Å du tellure des raies 2385,58 et 2385,95 Å du fer. L'intensité de cette raie est mesurée par rapport à la raie 2378,98 Å du fer qui a été adoptée après essais de différentes conditions d'excitation. On mesure la teneur en tellure d'après des courbes d'étalonnage établies à partir d'échantillons de teneur connue. On a observé que le recuit modifie les rapports d'intensité des raies du fer et du tellure dans le spectre, sans que la composition en tellure soit modifiée; par suite, un même échantillon ne peut pas être utilisé trop souvent pour l'étalonnage, et des précautions doivent être prises pour ne pas trop le chauffer en le fraisant. Cette méthode d'analyse s'est montrée reproductible et demande seulement 30 min pour l'opération complète; l'auteur pense pouvoir réduire cette durée à 15 min.

Mme E. Vassy.

Détermination spectrochimique du plomb, du cadmium et du zinc dans les poussières, les fumées et les minerais; Oshry H. I., Ballard J. W. et Schrenk H. H. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 627-633). — Les poussières et fumées, recueillies dans un appareil électrostatique, sont dissoutes dans l'acide nitrique, évaporées à sec, reprises par l'acide nitrique; on ajoute une quantité connue de bismuth qui servira d'étalon pour l'analyse spectrographique, ainsi que du NO_3Na; une goutte de cette solution est placée sur chaque électrode, puis on évapore; on excite alors le spectre dans des conditions fixes, ainsi que le développement du cliché, et l'on mesure avec un spectrophotomètre non enregistreur. Le plus grand soin a été apporté à l'étude des électrodes; on a reconnu qu'il fallait utiliser des électrodes de cuivre.

Mme E. Vassy.

Nomenclature des méthodes d'analyse spectroscopiques; Mellon M. G. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 648-650). — L'auteur demande qu'une nomenclature particulière permette de préciser à la fois le procédé de dosage et le procédé de séparation de l'élément dosé. Il propose des formules analogues à celles dont il use déjà dans ses cours et qui nous paraissent contraires aux règles de la langue française. Ainsi l'expression volatilisation, colorimétrique, volatilisation désignant, dans l'esprit de l'auteur, le procédé de séparation et colorimétrique le procédé de dosage, doit logiquement désigner une volatilisation faite par colorimétrie (!). Il n'en reste pas moins que l'idée de préciser les méthodes dans les termes employés est excellente. — Mme E. Vassy.

Photographie par écrans luminescents dans l'extrême ultraviolet; Suga T. et Kamiyama M. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 592-593). — Les auteurs rappellent d'abord les procédés employés pour la spectroscopie dans l'ultraviolet lointain : plaques Schuman, non utilisables pour la photométrie, huiles fluorescentes, plaques Ilford *Q* maintenant impossibles à obtenir; ils exposent la méthode qu'ils ont mise au point. Un réseau concave de 1 m est employé sous incidence rasante; la source est un tube d'hélium excité de façon à donner soit le spectre continu de 1000 à 600 Å, soit les raies de l'hélium ionisé jusqu'à 303 Å. Un film photographique transparent est recouvert d'une mince couche de poudres fluorescentes (WO_4Ca, WO_4Mg, SiO_3Ca, SiO_3Zn et $(BO_3)_2Cd$, en suspension dans l'eau; ce film est placé devant et au contact du film photographique sensible

qui enregistre le spectre. Les poses étaient de 3 h, alors que la plaque Schuman permet d'avoir un spectre équivalent en 1 h; la définition est moins bonne; néanmoins les essais sont encourageants pour la photométrie. — Mme E. VASSY.

Les raies les plus intenses des atomes une fois ionisés; MEGGERS W. F. (*J. Opt. Soc. Amer.*, 1941, **31**, 605-611). — L'auteur a voulu distinguer, parmi les raies ultimes connues, celles qui appartiennent à l'atome neutre (déjà publiées par lui) et celles qui appartiennent à l'atome une seule fois ionisé, qui font l'objet de cet article. Une liste donne, pour tous les éléments étudiés (c'est-à-dire presque tous) outre la longueur d'onde de la raie la plus intense (choisie généralement d'après les évaluations d'intensité connues), le second potentiel d'ionisation, le nombre d'électrons périphériques, etc.; suivent quelques considérations sur la stabilité des électrons en fonction de la structure de la couche périphérique. Il semble que les raies les plus intenses soient dues à des transitions intéressant des électrons s et p.
Mme E. VASSY.

Structure hyperfine de la raie de quadrupôle 2815 Å et de quelques autres raies du mercure ionisé; MROZOWSKI S. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 207-210). — Étude de la structure d'un certain nombre de raies du mercure ionisé; on montre que la plupart d'entre elles sont complexes; on analyse les composantes de la raie 2815 Å (déplacement isotopique, structure hyperfine). Dans le cas des raies interdites du type quadrupôle l'intensité des composantes hyperfines peut se calculer à l'aide de la formule de Rubinowicz. Le dédoublement des niveaux $6S^2S\ 1/2$, $5d^9 6S^2D\ 5/2$ et $6p^2P\,3/2$ concorde avec les formules de Goudsmith; il permet, dans le cas de $6S^2S\,1/2$, une évaluation très précise du facteur nucléaire g pour l'isotope 199. Discussion des déplacements isotopiques de Hg II. — B. VODAR.

Premier spectre de l'étain; MEGGERS W. F. (*Bur. Stand. J. Research*, 1940, **24**, 153-174). — Les spectres sont pris à partir d'arcs (entre cuivre et bain d'étain) ou d'étincelles. On a observé photographiquement 341 raies (reproductions très belles) entre 1697 et 12 536 Å; 38 raies infrarouges entre 12 788 et 24 738 Å ont été mesurées au radiomètre. 80 pour 100 environ ont été classées comme combinaisons de niveaux d'énergie appartenant aux configurations électroniques $5p^2$, $5pns$, $5pnp$, $5pnd$, $5pnf$. Tableaux des ν observés et calculés, l'erreur moyenne est 0,09 cm^{-1}. Le niveau fondamental $5p^2.{}^3P_0$ de l'atome δn neutre se tire de combinaisons $5p^2 - 5pns$ et s'évalue à 59 155 cm^{-1}, d'où pour le potentiel d'ionisation principal la valeur de 7,297 V. — E. DARMOIS.

Révision des coefficients d'absorption de l'ozone dans la région 3416-3130 Å; BARBIER D. et CHALONGE D. (*J. Phys.*, 1940, **1**, 217-220). — Dans le domaine considéré, la densité optique de l'ozone est bien proportionnelle à la quantité de gaz traversée par le rayonnement. Les valeurs des coefficients d'absorption de l'ozone données par Ny et Choong sont trouvées très satisfaisantes, à l'exception de celle relative au maximum d'absorption 3 200 Å.

Le spectre d'arc de l'argent; SHENSTONE A. G. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 894-898). — Étude du spectre d'arc de Ag obtenu entre deux boutons de Ag à l'aide d'un courant continu de 6 à 8 A dans l'air et dans l'oxygène, l'anode étant située à la partie inférieure, et le spectrographe étant réglé sur la cathode. De cette façon, on a réussi à classer 243 raies entre λ 40 000 et λ 1 250, parmi lesquelles 148 n'avaient pas encore été décrites. Un certain nombre d'anomalies ont été relevées pour l'intensité des raies dans la série principale. — G. LAPLACE.

Analyse rotationnelle du premier spectre de bandes négatif de l'oxygène. II; NEVIN T. E. (*Proc. Roy. Soc.*, 1940, **174** A, 371-378). — Suite de l'analyse entreprise précédemment (*Phil. Trans.*, 1938, **237** A, 471). Les bandes (0,2) et (2,0) du premier système négatif de O_2 ont été photographiées avec un réseau de 21 pieds dans le deuxième ordre. On donne l'analyse des bandes. La transition est ${}^4\Sigma_g^- \rightarrow {}^4\Pi_u$. Le niveau ${}^4\Pi_u$ ($v'' = 2$) a la même structure que les niveaux $v'' = 0$ et $v'' = 1$ et pas du tout celle prédite par Brandt et Budo. Une formule empirique représente bien les résultats. On donne les constantes moléculaires de cinq bandes du système.
E. DARMOIS.

Spectres d'absorption infrarouges de sels métalliques de mono- ou de diacides (série acyclique et série aromatique). Symétrie et structure du groupement carboxyle; DUVAL C., LECOMTE J. et DOUVILLÉ Mme F. (*Ann. Physique*, 1942, **17**, 5-71).

Spectres du chlore, du potassium, du calcium et du scandium du type magnésium; PARKER W. L. et PHILLIPS L. W. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 140-146). — Dans l'ultraviolet lointain (jusqu'à 150 Å environ), on a enregistré les spectres des ions Cl VI, K VIII, Ca IX et Sc X. On donne les valeurs des termes rapportés au niveau $3s\ 3p\ {}^3P_0$. — B. VODAR.

Le spectre de bandes du chlorure d'antimoine; FERGUSON W. F. C. et HUDES I. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 705-707). — Spectre de la molécule Sb Cl pour 4 420-5 600 Å obtenu en introduisant $SbCl_3$ dans un courant d'azote actif. Pas d'autres bandes entre 2000 et 7000 Å. On observe des progressions et un dégradé vers le rouge. Classement et analyse vibratoire. La même méthode ne convient pas pour produire le spectre de As Cl. — B. VODAR.

Enrichissement de N^{15} d'après le procédé de séparation de Clusius et Dickel; FLEISCHMANN R. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 14-18). — Le procédé de Clusius et Dickel a été décrit assez en détail ailleurs (*Z. phys. Chem.*, 1939, **44** B, 397). L'auteur a employé deux tubes de chacun 12 m de long et de 9 mm et 11 mm de diamètre. Les deux tubes ont servi concurremment au premier enrichissement, le 2e seul au 2e stade. Le fil tendu suivant l'axe est en platine (0,25 mm de diamètre); il est chauffé à 500-550°. Les deux tubes sont entourés d'une chemise d'eau. Le gaz est introduit par le haut, transvasé en bas. On surveille la marche de l'opération à l'aide d'une balance à gaz (*Z. phys. Chem.*, 1926, **119**, 333; cf. **8**,

78 D.); pour l'azote, on examine aussi le spectre de bandes. Sont communiqués quelques résultats concernant l'oxygène, l'air, puis l'azote. L'isotope N^{15} est présent sous forme de molécules $N^{14}N^{15}$. En 7 semaines, on obtient 770 cm³ d'azote à 9,2 pour 100 $N^{14}N^{15}$. Le 2e stade fournit en 2 semaines et demie 110 cm³ à 18 pour 100. Reproduction des spectres de bande dans la région 3104-3159 Å. — E. Darmois.

Spectre d'absorption infrarouge entre 1 μ et 2,5 μ du protoxyde d'azote à l'état liquide; Vodar B. et Yeou Ta (*J. Phys.*, 1940, **1**, 378-380). — Le liquide, par une température voisine de — 85°C, a été examiné sous quatre épaisseurs (0,1, 1,0, 10 et 18 cm); on a décelé les harmoniques $2\nu_3$, $3\nu_3$ et $4\nu_3$, ainsi qu'un grand nombre de bandes de combinaison, ce qui confirme la structure N≡N=O. On a calculé x_e et w_e pour la vibration ν_3; déduit l'énergie de dissociation de N^2O, et tiré une valeur (177,5 K cal/mol) de l'énergie de dissociation de l'azote en accord satisfaisant avec la valeur actuellement admise (169,4 K cal). Il résulte d'une comparaison du gaz avec le liquide que ce dernier est probablement « normal ».

Conditions influençant l'intensité des bandes de Cameron $^3\Pi$ — $^1\Sigma$ de Co; Hansche G. E. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 289-291). — Les bandes de Cameron de CO sont facilement observables en absorption vers 2000 Å, par contre, elles sont difficiles à produire en émission. L'auteur étudie les conditions de leur apparition dans la décharge sans électrodes. Dans un tube de dimensions normales, ces bandes n'apparaissent pas du tout; dans un vase de 12 l à la pression de 5.10^{-3} mm Hg, elles sont intenses; dans ces conditions, le libre parcours dure $2,5.10^{-5}$ sec; on en déduit que la durée de vie de l'état $^3\Pi$ est d'environ 10 μ/sec. L'intensité des bandes de Cameron augmente notablement par rapport à celles des systèmes voisins lorsque l'intensité de la décharge croît ou lorsque la pression diminue. Cela semble indiquer que l'origine des bandes n'est pas la même.
B. Vodar.

Les modes de vibration de dérivés halogénés du méthane étudiés au moyen des spectres infrarouges et Raman; Lecomte J. (*Ann. Physique*, 1941, **15**, 258-283). — L'auteur a réuni les spectres infrarouges et Raman de dérivés mono-, di-, tri- et tétrasubstitués du méthane. Les différentes fréquences ainsi mesurées se laissent identifier avec des modes de vibration déterminés des molécules, dont le nombre peut être prévu, d'après des données classiques sur la symétrie. Dans la plupart des cas, la seule considération des régularités dans les spectres permet d'obtenir une classification satisfaisante des résultats expérimentaux. Quelques remarques générales, relatives aux déplacements des fréquences que l'on observe, quand on part du méthane pour aboutir aux dérivés tétrasubstibués, en passant par tous les degrés de substitution intermédiaires.

Spectres des hydrures de plomb et d'étain dans le proche infrarouge; Watson W. W. et Simon R. (*Phys. Rev.*, 1940, **57**, 708-709). — Calculs des constantes spectrales D_0, *we*, *xe*, etc. de PbH à l'aide de mesures d'émission dans l'infrarouge (arc dans l'hydrogène sous 5 atm, réseau de 21 pieds). Observation de quelques nouvelles bandes de SnH.
B. Vodar.

L'effet Raman et le pivotement des molécules dans les cristaux. Théorie générale et vérification expérimentale dans le cas du naphtalène; Kastler A. et Rousset A. (*J. Phys.*, 1941, **2**, 49-57). — On montre que les raies Raman de faible fréquence, découvertes par Gross et Vuks dans le spectre de la lumière diffusée par les cristaux organiques, sont dues à des pivotements cohérents des molécules du cristal. On calcule l'état de polarisation et l'intensité des vibrations diffusées par les molécules pivotantes d'un cristal. Les résultats de ce calcul sont confrontés avec les mesures de polarisation sur les spectres Raman du naphtalène et de la calcite. On rapporte, avec quelques détails, les résultats de l'étude expérimentale de la polarisation et de l'intensité des raies de faible fréquence d'un monocristal de naphtalène : ces résultats sont en excellent accord avec l'hypothèse de pivotements cohérents des molécules autour de leurs axes d'inertie. Enfin, les auteurs insistent sur les rapports nécessaires entre l'effet du pivotement des molécules dans les cristaux et l'effet de la rotation de ces mêmes molécules dans un liquide, révélés par la diffusion moléculaire de la lumière.

Spectres de vibration et structure des dérivés nitrés aliphatiques; Mathieu J. P. et Massignon D. (*Ann. Physique*, 1941, **16**, 5-46). — Étude du spectre Raman et du spectre infrarouge. Mesure des fréquences, des intensités, des facteurs de dépolarisation des bandes. Recherche des vibrations fondamentales du radical NO^2; variation des fréquences de ces vibrations et de leurs caractères de polarisation dans les molécules nitrées. Détermination du groupe de symétrie de ces molécules. Calcul du spectre des molécules les plus simples.

L'effet Stark et sa relation avec le comportement thermodynamique et magnétique de l'alun de chrome aux basses températures; Ku Z. W. (*Physik. Z.*, 1940, **41**, 291-296). — Les sels de chrome ont une anisotropie magnétique très faible, comme si l'ion Cr^{+++} était dans l'état *S*. L'entropie a été obtenue par divers auteurs par démagnétisation; la chaleur spécifique a été mesurée par Kürti. L'auteur essaie de concilier ces résultats avec notre connaissance de l'état cristallin. Il emploie la méthode de Condon et Shortley. Deux cas particuliers sont considérés où l'effet Stark est très grand ou très petit par rapport à l'effet Zeeman; on obtient, dans ces deux cas, une formule donnant explicitement la susceptibilité magnétique. La théorie de van Vleck (*J. chem. Phys.*, 1937, **5**, 320) donne ensuite l'entropie et la chaleur spécifique. Les résultats théoriques peuvent être considérés comme conformes à l'expérience au-dessus de 0°,07 K, compte tenu des difficultés de mesure de la température et des impuretés probables des échantillons utilisés.
E. Darmois.
